

Kwanty

Jacek Markiewicz

2025/2026

Imagination will often carry us to worlds that never were. But without it we go nowhere.

Carl Sagan

Spis treści

1 Wstęp	3
1.1 Stany Bella	3
2 Algorytm Deutscha-Jozsy	4
2.1 Bernstein–Vazirani	5
3 Algorytm Grovera	7
3.1 Amplitude Amplification	8
4 Kubityzacja	9
4.1 LCU	9
5 QFT	12
5.1 Quantum Phase Estimation	13
5.2 Phase kickback	14
5.3 Hamiltonian simulations	14
6 Algorytm Shor'a	16
6.1 Problem Simona	16
6.2 Algorytm Shora	18
6.3 Test Hadamarda	18
6.4 Test SWAP	20
6.5 Amplitude estimation	21
7 Stabilizatory	22
8 Odporność na błędy	24
9 Pamięć kwantowa	25
10 Adiabatic QC	26

10.1 VQE	26
--------------------	----

11 Zastosowania

27

1 Wstęp

Definicja

Macierz U jest **unitarna** gdy $UU^\dagger = U^\dagger U = I$.
Macierz U nazywamy **hermitowską** jeśli $U = U^\dagger$.

Macierze unitarne są dla nas istotne o tyle, że bramki kwantowe są właśnie operatorami unitarnymi.

Lemat

Macierze unitarne zachowują normę L_2 .

Dowód. Niech v to dowolny element taki, że $\|v\|_2 = 1$. Poza tym niech U - macierz unitarna, czyli $UU^\dagger = U^\dagger U = I$. Wtedy:

$$\begin{aligned}\|v\|_2 &= \langle v|v \rangle = \langle v| \cdot |v \rangle = \langle v| \cdot I \cdot I \cdot |v \rangle = \langle v| \cdot (U^\dagger U) \cdot (U^\dagger U) \cdot |v \rangle \\ &= (\langle v|U^\dagger)(U|v\rangle) = (U|v\rangle)^\dagger(U|v\rangle) = \langle Uv|Uv \rangle = \|Uv\|_2\end{aligned}$$

□

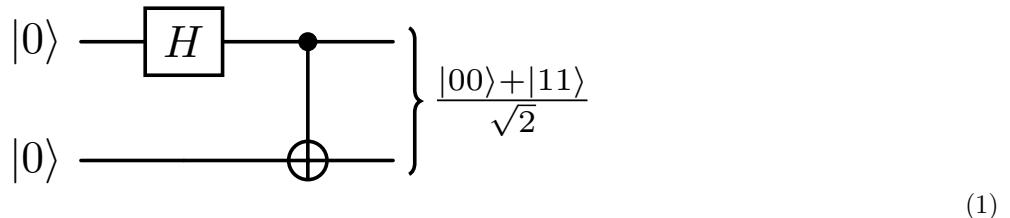
1.1 Stany Bella

Definicja

Stanami Bella określamy 2-kubitowe stany $\frac{|00\rangle \pm |11\rangle}{\sqrt{2}}$ oraz $\frac{|01\rangle \pm |10\rangle}{\sqrt{2}}$.

Stany Bella są najprostszym przykładem splątania kwantowego. Zmierzenie wartości pierwszego kubitu sprawi, że wartość drugiego kubitu zostanie już ustalona. Jednak gdybyśmy nie zmierzyli pierwszego kubitu, to pomiar drugiego z nich mógłby wyprodukować zarówno 0 jak i 1.

Nietrudno stworzyć taki stan. Czyni to na przykład następujący układ:



Jest tak, bo:

$$|00\rangle \xrightarrow{H \otimes I} \left(\frac{|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}}\right) |0\rangle = \frac{|00\rangle + |10\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{CX} \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}$$

2 Algorytm Deutscha-Jozsy

Problem

Dana jest czarna skrzynka w postaci funkcji $f : \{0, 1\}^n \rightarrow \{0, 1\}$, o której wiemy, że zachodzi jedno z poniższych:

- f jest funkcją *stałą* (zawsze zwraca 0 lub zawsze zwraca 1) lub
- f jest funkcją *zbalansowaną* (przypisuje 0 takiej samej ilości elementów co wartość 1)

Naszym zadaniem jest stwierdzenie, czy f jest stała czy zbalansowana.

Chcemy dodatkowo dokonać tego wykonując możliwie mało ewaluacji funkcji f .

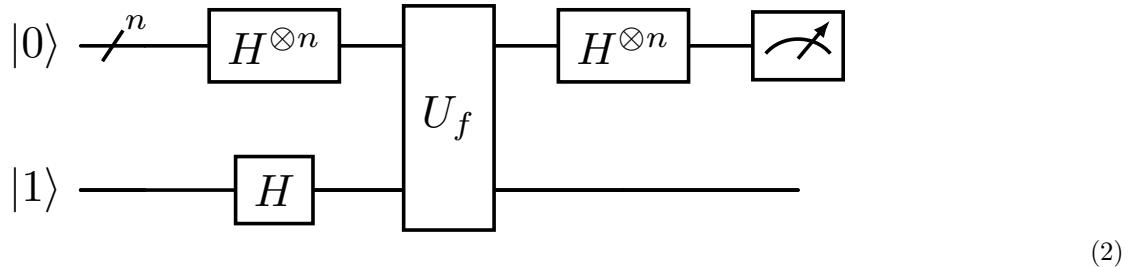
Klasyczne podejście

Na komputerze klasycznym konieczne jest $\mathcal{O}(2^n)$ operacji. Wynika to z tego, że pesymistycznie pierwsze 2^{n-1} sprawdzeń wartości może zakończyć się tym samym wynikiem, niezależnie jakiego rodzaju jest to funkcja.

Innym pomysłem jest algorytm randomizowany, tj. wylosowanie k wartości i ich ewaluowanie. Jeśli otrzymaliśmy zarówno 0 jak i 1 jako wyniki, to funkcja na pewno była zbalansowana. Wpp. strzelamy, że była funkcją stałą. Jest to niezła metoda, gdyż prawdopodobieństwo pomyłki (czyli uznania f za stałą gdy była tylko zbalansowaną) wynosi 2^{-k} . Wymagało to dodatkowo tylko k ewaluacji funkcji f .

Kwantowe podejście

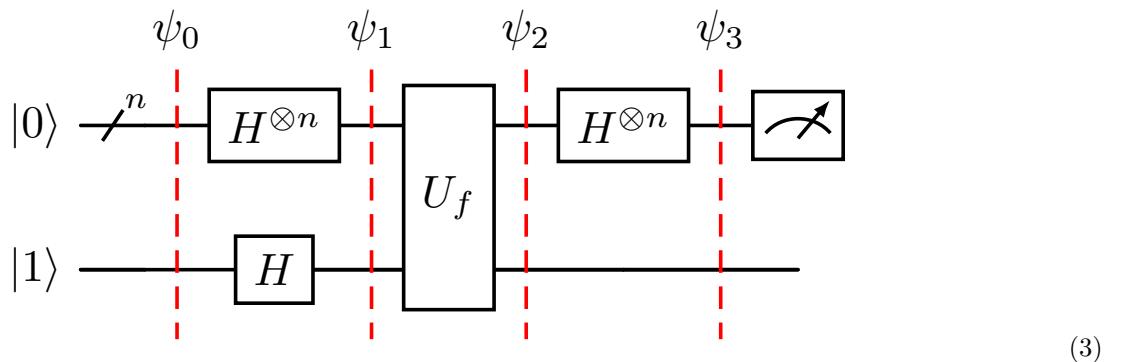
My jednak będziemy jeszcze lepsi i stworzymy algorytm deterministyczny, który da nam zawsze poprawną odpowiedź wykonując tylko jedną ewalucję funkcji f . Bez owijania w bawelnę oto nasz szukany obwód kwantowy:



Jeśli zmierzmy $|0\rangle^{\otimes n}$ to funkcja była stała. W przeciwnym przypadku była zbalansowana.

Dowód.

Żeby zobaczyć dlaczego ten układ rozwiązuje nasz problem musimy przeanalizować co się dzieje w każdym jego kroku:



- $|\psi_0\rangle = |0^{\otimes n}\rangle |1\rangle$
- $|\psi_1\rangle$:

Przypomnijmy sobie jak działa bramka Hadamarda:

$$H|0\rangle^{\otimes n} = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle$$

$$H|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle - |1\rangle)$$

Podstawiając

$$|\psi_1\rangle = H|\psi_0\rangle = (H|0\rangle^{\otimes n})(H|1\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2^{n+1}}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle (|0\rangle - |1\rangle)$$

- $|\psi_2\rangle$:

Wyrocznia U_f zachowuje się tak:

$$U_f|x\rangle_n|y\rangle = |x\rangle_n|y \oplus f(x)\rangle$$

$$\Rightarrow |\psi_2\rangle = U_f|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^{n+1}}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle (|f(x)\rangle - |1 \oplus f(x)\rangle)$$

ale $f(x)$ przyjmuje tylko wartości 0 lub 1, zatem możemy zapisać to sprytniej

$$= \frac{1}{\sqrt{2^{n+1}}} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)} |x\rangle (|0\rangle - |1\rangle)$$

- $|\psi_3\rangle$:

Bramka Hadamarda potrafi jeszcze tak:

$$H|x\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{i=0}^{2^n-1} (-1)^{x \cdot i}$$

gdzie $x \cdot i$ oznacza iloczyn skalarny, czyli $x \cdot i = x_1 i_1 \oplus \dots \oplus x_n i_n$.

Ostatni wynikowy kubit nie jest nam potrzebny, więc go ignorujemy. Zatem niech ψ'_2 oznacza stan ψ_2 z uciętym ostatnim bitem, analogicznie ϕ'_3 . Wtedy:

$$|\psi'_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)} |x\rangle$$

Zatem ostatnia transformacja daje nam

$$\begin{aligned} |\psi'_3\rangle &= H|\psi'_2\rangle = \frac{1}{2^n} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)} \cdot \sum_{i=0}^{2^n-1} (-1)^{x \cdot i} |i\rangle \\ &= \frac{1}{2^n} \sum_{i=0}^{2^n-1} \left[\sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)} (-1)^{x \cdot i} \right] \end{aligned}$$

Ale teraz zauważmy, że prawdopodobieństwo zmierzenia stanu $0^{\otimes n}$ wynosi

$$\left| \frac{1}{2^n} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)} \right|^2$$

Wystarczy teraz przeanalizować przypadki:

1. Jeśli f jest stała, to $\sum_{x=0}^{2^n-1} = \pm 2^n$, czyli prawdopodobieństwo wyjdzie równe 1.
2. Jeśli f jest zbalansowana, to $\sum_{x=0}^{2^n-1} = 0$, bo wyrazów sumy równych 1 jest tyle samo co równych -1. Zatem prawdopodobieństwo wyniesie 0.

Czyli by stwierdzić czy f jest stała wystarczy sprawdzić czy na końcu zmierzmy $0^{\otimes n}$. Jeśli zmierzmy cokolwiek innego to znaczy, że była zbalansowana.

□

2.1 Bernstein–Vazirani

Problem

Dana jest czarna skrzynka w postaci funkcji $f : \{0,1\}^n \rightarrow \{0,1\}$. Mamy zapewnione, że f jest postaci

$$f(x) = x \cdot s$$

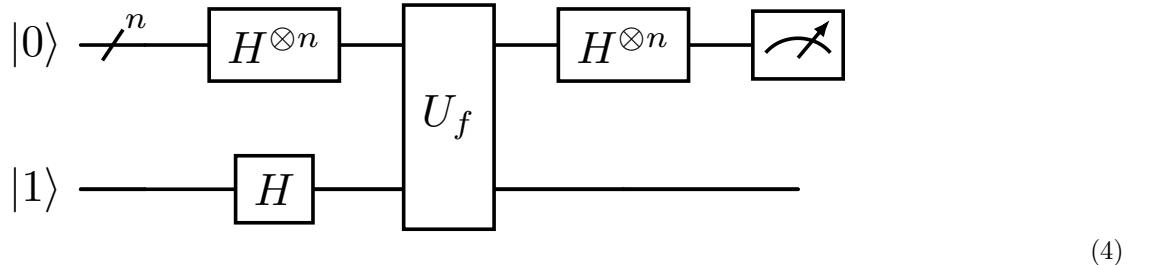
gdzie \cdot jest iloczynem skalarnym mod 2, a s - nieznanym wektorem z $\{0,1\}^n$.

Zadanie polega na wyznaczeniu s .

Dodatkowo chcemy tego dokonać wykonując możliwie mało zapytań o funkcję f .

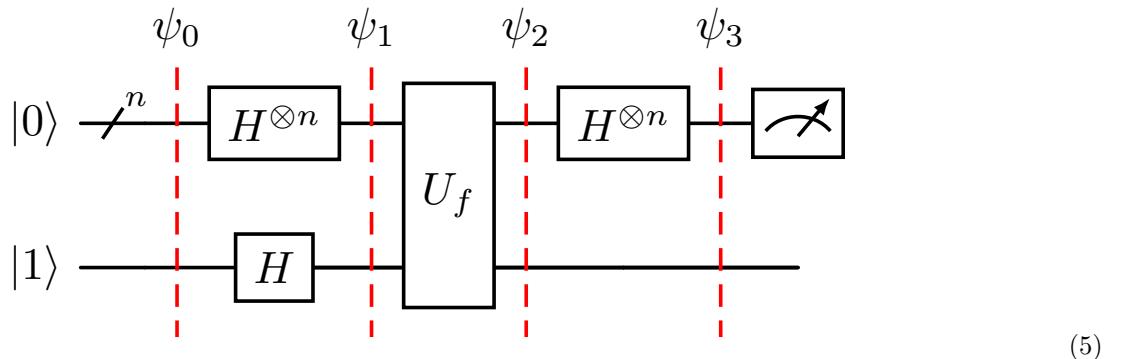
Łatwo pokazać, że klasyczne podejście zawsze wymaga co najmniej n zapytań o wartość $f(x)$. Wynika to z faktu, że przestrzeń potencjalnych wartości s jest wielkości 2^n , a każde zapytanie się o wartość $f(x)$ odrzuca pewną część tej przestrzeni, pesymistycznie co najwyżej połowę. Czyli aby być pewnym wartości s trzeba wykonać co najmniej $\lg(2^n) = n$ zapytań.

My będącymi lepsi i wyznaczmy deterministycznie wartość s używając tylko jednej ewaluacji funkcji f . By to osiągnąć użyjemy następującego układu:



Po jego uruchomieniu szukany przez nas wektor s magicznie pojawi się na mierzonym wyjściu.

Dowód. By to pokazać, musimy przeanalizować działanie układu.



A zatem po kolej:

- $|\psi_0\rangle = |0\rangle_n |1\rangle$
- Aplikujemy Hadamarda. Pamiętamy, że:

$$H|0\rangle_n = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle, \quad H|1\rangle = |+\rangle$$

Zatem

$$|\psi_1\rangle = H|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle |+\rangle$$

- Aplikujemy wyrocznię U_f . Wiemy, że działa ona tak:

$$U_f|x\rangle_n|y\rangle = |x\rangle_n|f(x)\rangle$$

Czyli:

$$U_f|x\rangle_n|+\rangle = U_f|x\rangle_n \left(\frac{|0\rangle - |1\rangle}{\sqrt{2}} \right) = |x\rangle_n \left(\frac{|f(x)\rangle - |f(x) \oplus 1\rangle}{\sqrt{2}} \right)$$

Zauważmy, po "zignorowaniu" ostatniego kubitu jedynym widocznym wynikiem $f(x)$ w układzie jest zmieniona faza (+1 lub -1).

Niech $|g\rangle$ oznacza stan ostatniego bitu. Wtedy mamy:

$$|\psi_2\rangle = U_f|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)} |x\rangle |g\rangle$$

- Ponownie Hadamard. Pamiętając, że $H|y\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{i=0}^{2^n-1} (-1)^{k \cdot i} |i\rangle$ otrzymujemy:

$$|\psi_3\rangle = H|\psi_2\rangle = \frac{1}{2^n} \sum_{x=0}^{2^n-1} \sum_{y=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)+x \cdot y} |y\rangle |g\rangle$$

Dla uproszczenia analizy zapomnijmy o kubicie $|g\rangle$. Zauważmy, że dla konkretnego y :

$$\frac{1}{2^n} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{f(x)+x \cdot y} = \frac{1}{2^n} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{x \cdot s + x \cdot y} = \frac{1}{2^n} \sum_{x=0}^{2^n-1} (-1)^{x \cdot (s \oplus y)}$$

Łatwo zauważać, że gdy $s = y$ to $s \oplus y = 0$ i wyrażenie jest równe 1. Jeśli natomiast $s \neq y$ to $s \oplus y$ będzie przyjmowało wartości 0 i 1 dla tej samej ilości wyrazów, więc wyrażenie się wyzeruje.

Czyli prawdopodobieństwo zmierzenia stanu $|s\rangle$ na pierwszych n kubitach wynosi 1. \square

3 Algorytm Grovera

Problem

Dana czarna skrzynka w postaci funkcji $f : \{0,1\}^n \rightarrow \{0,1\}$. Funkcja ta zawsze przyjmuje wartość 0, poza jednym nieznanym argumentem ω , dla którego $f(\omega) = 1$.

Zadanie polega na znalezieniu wartości ω .

W przypadku klasycznym widać, że potrzebne jest średnio $\frac{N}{2}$, a pesymistycznie $N - 1$ ewaluacji funkcji f do wyznaczenia ω .

My dokonamy czegoś niesamowitego i wyznaczmy nieznaną wartość używając jedynie $\mathcal{O}(\sqrt{N})$ ewaluacji f .

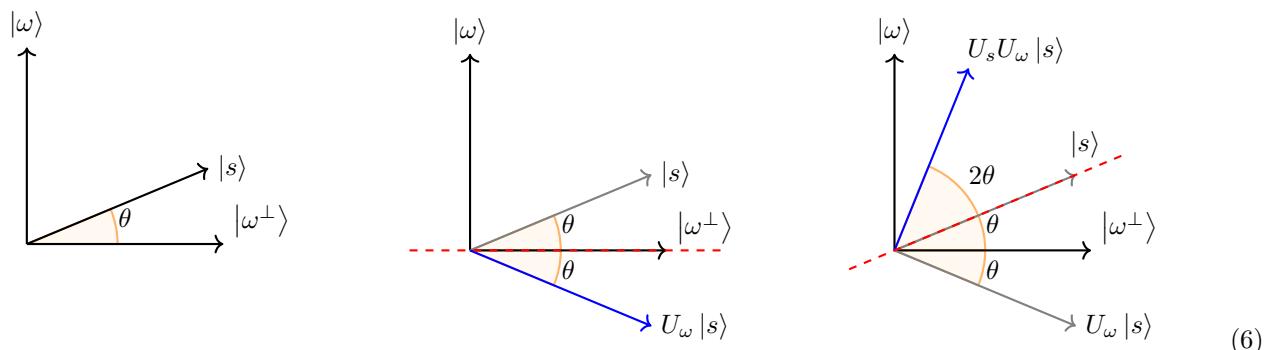
Użyjemy do tego dwóch operatorów:

- $U_\omega := I - 2|\omega\rangle\langle\omega|$
- $U_s := 2|s\rangle\langle s| - I$

Oba są odbiciami Householdera. Oznacza to tyle, że jeśli rozważymy płaszczyznę rozpiętą przez wektory $|\omega\rangle$ i $|\omega^\perp\rangle$ to:

- U_ω odbija każdy wektor względem płaszczyzny $|\omega^\perp\rangle$ (prostopadłej do $|\omega\rangle$).
- U_s odbija wektor względem $|s\rangle$

Załóżmy, że początkowo dany jest wektor $|s\rangle$, którego początkowy kąt z $|\omega^\perp\rangle$ wynosi θ . Wtedy przekształcenie $U_s U_\omega$ graficznie wygląda następująco:



Przesunęliśmy się zatem w stronę $|\omega\rangle$ o kąt 2θ . Okazuje się, że każde kolejne zaaplikowanie $U_s U_\omega$ również przesuwa nas w stronę $|\omega\rangle$ o 2θ . Zatem możemy do skutku aplikować $U_s U_\omega$, a potem zmierzyć końcowy stan, który prawie na pewno będzie naszym szukanym $|\omega\rangle$.

Pozostaje jeszcze wybrać taki początkowy wektor $|s\rangle$, by $\theta > 0$. Z braku lepszych opcji możemy ustalić $|s\rangle = H|0\rangle_n = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0}^{N-1} |k\rangle$. Sprawdźmy ile wtedy wynosi θ :

$$\cos \theta = \frac{\langle s | \omega^\perp \rangle}{\|s\| \cdot \|\omega^\perp\|} = \langle s | \omega^\perp \rangle$$

Wiemy też, że

$$|s\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0}^{N-1} |k\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} |\omega\rangle + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0, k \neq \omega}^{N-1} |k\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} |\omega\rangle + \frac{\sqrt{N-1}}{\sqrt{N}} |\omega^\perp\rangle$$

Zatem

$$\begin{aligned} \langle s | \omega^\perp \rangle &= \frac{1}{\sqrt{N}} \langle \omega | \omega^\perp \rangle + \frac{\sqrt{N-1}}{\sqrt{N}} \langle \omega^\perp | \omega^\perp \rangle = \frac{\sqrt{N-1}}{\sqrt{N}} \\ \Rightarrow \theta &= \arccos \sqrt{\frac{N-1}{N}} \end{aligned}$$

Z jedynki trygonometrycznej mamy

$$\theta = \arcsin \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Ale dla małych kątów $\arcsin x \approx x$, czyli $\theta \approx \frac{1}{\sqrt{N}}$.

Za każdym razem przesuwamy się o kąt 2θ , a chcemy aby kąt z początkowego ≈ 0 stał się równy $\pi/2$. Łatwo zatem wyliczyć ilość potrzebnych zaaplikowań $U_s U_\omega$:

$$\frac{\pi/2}{2\theta} \approx \frac{\pi/2 \cdot \sqrt{N}}{2} = \left\lceil \frac{\pi}{4} \sqrt{N} \right\rceil = \mathcal{O}(\sqrt{N})$$

Mamy już zatem gotowy algorytm (Grovera):

1. Zainicjuj $|s\rangle := H|0\rangle_n$
2. Zaaplikuj $\frac{\pi}{4}\sqrt{N}$ razy $U_s U_\omega$
3. Zmierz końcowy rejestr

Definicja. (BPP)

Bounded-error polynomial time (BPP) to klasa problemów decyzyjnych, które można rozwiązać w czasie wielomianowym, z prawdopodobieństwem pomyłki co najwyżej $\frac{1}{3}$ dla dowolnej z instancji.

Definicja. (BQP)

Bounded-error quantum polynomial time (BQP) to klasa problemów decyzyjnych, które można rozwiązać w czasie wielomianowym na komputerze kwantowym, z prawdopodobieństwem pomyłki co najwyżej $\frac{1}{3}$ dla dowolnej z instancji.

Zachodzi następujące:

$$P \subseteq BPP \subseteq BQP \subseteq PSPACE$$

Na dzień dzisiejszy dla żadnego z powyższych zawierań nie wiadomo czy są one ostre czy słabe.

Definicja. (Uniwersalny zbiór bramek)

Zbiór bramek S nazywamy **uniwersalnym** jeśli dla każdej macierzy unitarnej $U \in \mathbb{C}^{N \times N}$ oraz $\varepsilon > 0$ istnieje obwód C złożony wyłącznie z bramek z S , nieużywający dodatkowych kubitów, taki, że dla każdego stanu $|\psi\rangle$ zachodzi

$$\|U|\psi\rangle - C|\psi\rangle\| \leq \varepsilon$$

Intuicyjnie zbiór bramek jest uniwersalny, gdy możemy zasymulować z dowolną prezycją dowolną operację U możliwą na komputerze kwantowym.

3.1 Amplitude Amplification

4 Kubityzacja

Macierze, których używamy w układach kwantowych muszą być unitarne. Co jednak w sytuacji, gdy chcemy wykonać operację niebędącą unitarną? Nie wszystko stracone - wystarczy zakodować wymarzoną przez nas macierz A w większej macierzy U_A , poprzez doryzucenie dodatkowych kubitów (tzw. *ancillas*):

$$U_A = \begin{pmatrix} A & * \\ * & * \end{pmatrix}$$

gdzie wartości $*$ nas nie interesują, bo dotyczą *ancilla* kubitów. Nie interesują nas ich konkretne wartości, ale co ważne są one dobrane tak, że macierz całkowicie jest unitarna.

Definicja. (Block-encoding)

Mówimy, że U_A to (α, a, ε) -block encoding macierzy A , jeśli:

$$\|A - \alpha({}_a\langle 0| \otimes \mathbb{I}_s)U_A(|0\rangle_a \otimes \mathbb{I}_s)\| \leq \varepsilon$$

gdzie $\alpha \in \mathbb{R}^+$, $\varepsilon \in \mathbb{R}^+$, $|0\rangle_a$ oznacza $|0\rangle^{\otimes a}$

Zapis $({}_a\langle 0| \otimes \mathbb{I}_s)U_A(|0\rangle_a \otimes \mathbb{I}_s)$ oznacza tyle, że "wycinamy" z U_A fragment reprezentujący macierz A . Powyższa definicja jest dość ogólna. Zezwalamy by nasza macierz różniła się od wynikowej (w normie spektralnej) o co najwyżej ε . W definicji uwzględniamy również pewne przeskalowanie macierzy A o współczynnik α . Do samego zakodowania macierzy U_A potrzebujemy też a *ancilla*-kubitów.

Przykład. Dla macierzy unitarnej A , samo A jest jej $(1, 0, 0)$ -block encodingiem

Lemat

Niech U_A i U_B to odpowiednio $(\alpha, a, \varepsilon_A)$ -BE dla macierzy A i $(\beta, b, \varepsilon_B)$ -BE dla macierzy B .

Niech $U_{AB} := (I_b \otimes U_A)(I_a \otimes U_b)$.

Wtedy U_{AB} jest $(\alpha\beta, a+b, \alpha\varepsilon_B + \beta\varepsilon_A + \varepsilon_A\varepsilon_B)$ -BE dla macierzy AB .

4.1 LCU

Linear Decomposition of Unitaries (LCU) to metoda wyznaczania block-encoding'u dla zadanej macierzy A . Sam algorytm jest dość nieskomplikowany. Najpierw, zapiszmy A jako sumę macierzy unitarnych U_k :

$$A = \sum_{k=0}^{N-1} \alpha_k U_k$$

gdzie $N = 2^{n+a}$, $\alpha_i \in \mathbb{R}$.

Teraz zdefiniujmy operatory *PREP* i *SEL*:

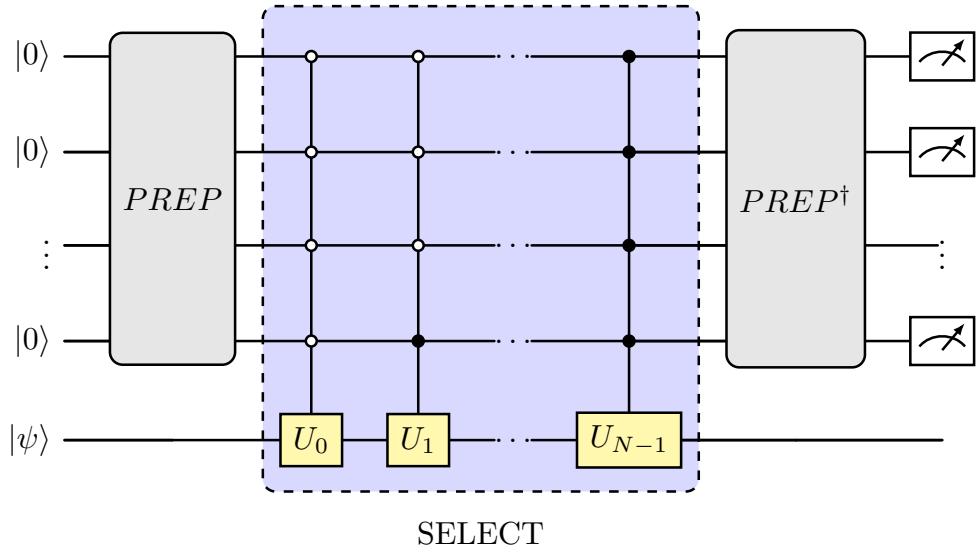
$$\begin{aligned} PREP |0\rangle &= \sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} |k\rangle \\ SEL |k\rangle |\psi\rangle &= |k\rangle U_k |\psi\rangle \end{aligned}$$

gdzie współczynnik normalizacji λ jest zdefiniowany jako $\lambda = \sum_{k=0}^{N-1} |\alpha_k|$.

Zdefiniujmy teraz U_A jako

$$U_A := PREP^\dagger \cdot SEL \cdot PREP$$

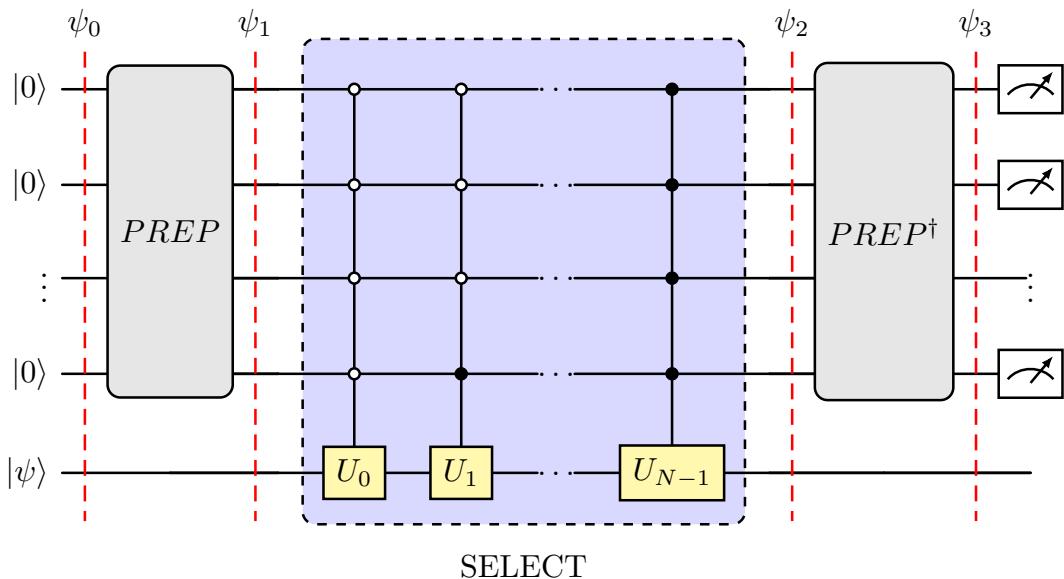
Okazuje się, że U_A jest $(\lambda, a, 0)$ -block encodingiem A . Oznacza to, że możemy skonstruować taki układ:



(7)

Jeśli teraz go uruchomimy, oraz na wszystkich (górnich) a miernikach zmierzmy $|0\rangle$, to końcowy stan na ostatniej (dolnej) linii będzie równy $\frac{A}{\lambda}|\psi\rangle$.

Dowód. Przeanalizujmy dokładnie co się dzieje w tym układzie



(8)

- $|\psi_0\rangle = |0\rangle_a |\psi\rangle$
- Aplikujemy $PREP$:

$$|\psi_1\rangle = PREP |0\rangle |\psi_0\rangle = \sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} |k\rangle |\psi\rangle$$

- Aplikujemy SEL :

$$|\psi_2\rangle = SEL |\psi_1\rangle = \sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} SEL |k\rangle |\psi\rangle = \sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} |k\rangle U_k |\psi\rangle$$

- Aby poznać $|\psi_3\rangle$ przyjrzyjmy się jak działa $PREP^\dagger$:

$$\langle 0 | PREP^\dagger = (PREP |0\rangle)^\dagger = \left(\sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} |k\rangle \right)^\dagger = \sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} \langle k |$$

Uzbrojeni w tą wiedzę dostajemy, że:

$$|\psi_3\rangle = \langle 0 | PREP^\dagger \cdot |\psi_2\rangle = \left(\sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} \langle k | \right) \cdot \left(\sum_{k=0}^{N-1} \sqrt{\frac{|\alpha_k|}{\lambda}} |k\rangle U_k |\psi\rangle \right)$$

Pogrupujmy pary wartości z obu sum względem tego czy są te same:

$$= \left(\sum_i \frac{|\alpha_i|}{\lambda} \langle i|i \rangle U_i |\psi\rangle \right) + \left(\sum_{i \neq j} \frac{\sqrt{|\alpha_i| \cdot |\alpha_j|}}{\lambda} \langle i|j \rangle U_j |\psi\rangle \right)$$

Zauważmy, że skoro $|i\rangle \perp |j\rangle$ to $\langle i|i\rangle = 1$ oraz $\langle i|j\rangle = 0$ dla $i \neq j$. Kasuje się prawy nawias i otrzymujemy:

$$= \sum_{i=0}^{N-1} \frac{|\alpha_i|}{\lambda} U_i |\psi\rangle = \frac{1}{\lambda} \sum_{i=0}^{N-1} \alpha_i U_i |\psi\rangle = \frac{A}{\lambda} |\psi\rangle$$

□

5 QFT

Kwantowa transformata Fouriera (ang. Quantum Fourier Transform) to przekształcenie analogiczne do Dyskretnej Transformaty Fouriera (DFT), tylko w przypadku kwantowym. Przypomnijmy najpierw definicję DFT:

Definicja. (DFT)

Dyskretną transformatą Fouriera nazywamy funkcję

$$DFT : (x_0, \dots, x_{N-1}) \mapsto (y_0, \dots, y_{N-1})$$

gdzie

$$y_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^{N-1} x_j \omega^{-jk}$$

$$\omega = \sqrt[N]{1} = e^{2\pi i/N}$$

Podobnie możemy sformułować QFT.

Definicja. (QFT)

Niech $|x\rangle = \sum_{j=0}^{N-1} x_j |j\rangle$.

Kwantową transformatą Fouriera nazywamy funkcję

$$QFT : |x\rangle \mapsto \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0}^{N-1} \omega^{xk} |k\rangle$$

Można jednak patrzeć na to w inny sposób. Niech macierz Fouriera F_N będzie określona następująco:

$$F_N = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & \dots & 1 \\ 1 & \omega & \omega^2 & \dots & \omega^{N-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & \omega^{N-1} & \omega^{2(N-1)} & \dots & \omega^{(N-1)(N-1)} \end{pmatrix}$$

Wtedy, przyjmując $X = (x_0, \dots, x_{N-1})$, $Y = (y_0, \dots, y_{N-1})$ mamy, że:

$$DFT(X) = X \cdot F_N = Y$$

Łatwo można sprawdzić, że macierz F_N jest unitarna. Zatem jest ona poprawną bramką kwantową. Oznacza to niemniej więcej tyle, że QFT można traktować właśnie jako zaaplikowanie bramki F_N :

$$QFT|x\rangle \iff F_N|x\rangle$$

Teraz postaramy się skonstruować obwód dla F_N . Niech zapis $0.k_1k_2\dots k_n$ oznacza liczbę zapisaną binarnie, przy pomocy bitów k_1, \dots, k_n . Wtedy zachodzi:

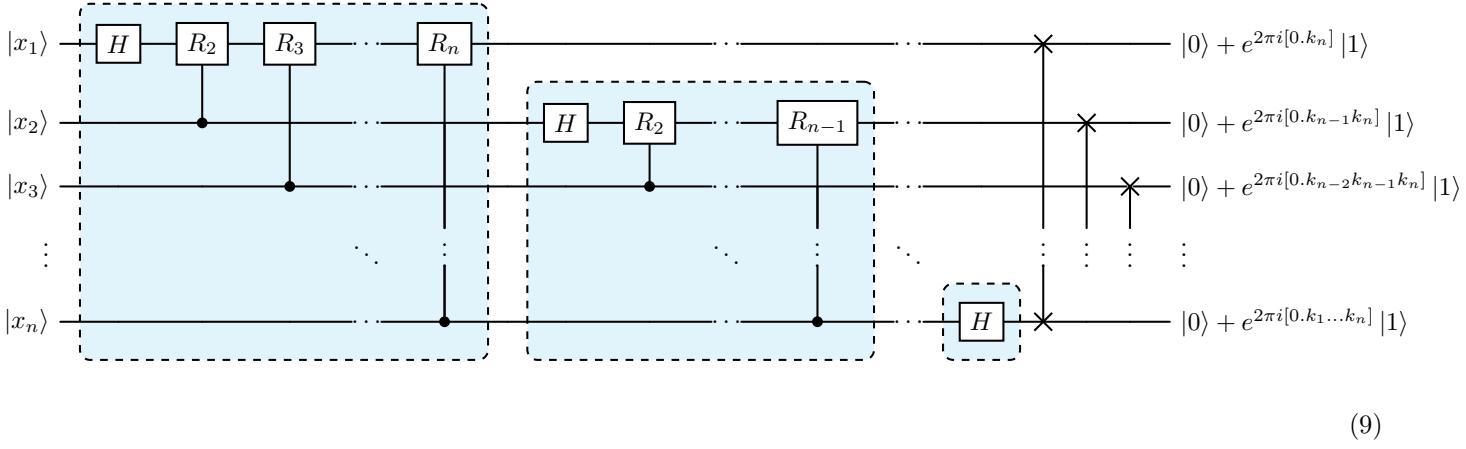
$$\begin{aligned} QFT|k\rangle &= QFT|k_1\rangle\dots|k_n\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{N}} (|0\rangle + e^{2\pi i \cdot 0 \cdot k_n} |1\rangle) \oplus (|0\rangle + e^{2\pi i \cdot 0 \cdot k_{n-1} k_n} |1\rangle) \oplus \dots \oplus (|0\rangle + e^{2\pi i \cdot 0 \cdot k_1 \dots k_n} |1\rangle) \end{aligned}$$

Reprezentacja ta jest o tyle pomocna, że przedstawiamy wyjście jako produkt tensorowy pojedynczych kubitów. Będą nam teraz potrzebne jedynie dwie bramki: H i R_k :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$$

$$R_k = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & e^{2\pi i / 2^k} \end{pmatrix}$$

Wtedy nasz układ prezentuje się następująco (na wyjściach dla czytelności pominięty współczynnik $\frac{1}{\sqrt{2}}$):



(9)

Dowód. Zauważmy, że przy naszych oznaczeniach $H = \frac{1}{\sqrt{2}}R_1$. Zatem, jeśli prześledzimy pojedynczy kabel dojdziemy do wniosku, że domażając wszystko do siebie otrzymamy prawie to czego potrzebujemy. Prawie, bo wszystko będzie w odwrotnej kolejności. Dlatego potrzebujemy jeszcze na końcu zamienić bity miejscami bramkami $SWAP$. \square

Nasz układ posiada n bramek H , $(n-1) + \dots + 2 + 1 = \frac{n(n-1)}{2} R_k$ oraz $\lfloor \frac{n}{2} \rfloor SWAP$. Sumarycznie mamy zatem $\mathcal{O}(n^2)$ bramek.

Jest to znakomity wynik, gdyż w klasyczne DFT wymaga $\mathcal{O}(n2^n)$ operacji.

5.1 Quantum Phase Estimation

Problem

Dany jest unitarny operator U oraz stan własny $|\psi\rangle$. A zatem możemy go zapisać jako:

$$U|\psi\rangle = e^{2\pi i \phi} |\psi\rangle$$

Zadaniem jest wyznaczenie wartości ϕ .

Zauważmy, że skoro $\phi \in [0, 1]$ to możemy traktować $|\phi\rangle$ jako stan odpowiadający zapisowi binarnemu ϕ . Zobaczmy co się stanie po zaaplikowaniu QFT na nim:

$$QFT|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} e^{2\pi i \phi k} |k\rangle$$

Wygląda podobnie do naszego U , ale nie do końca. Zapamiętajmy jednak, że jak zobaczymy wyrażenie po prawej, to operację QFT^\dagger możemy odzyskać ϕ .

Mamy zatem superpozycję stanów $U^k|\phi\rangle$:

$$U^k|\psi\rangle = e^{2\pi i \phi k} |\psi\rangle$$

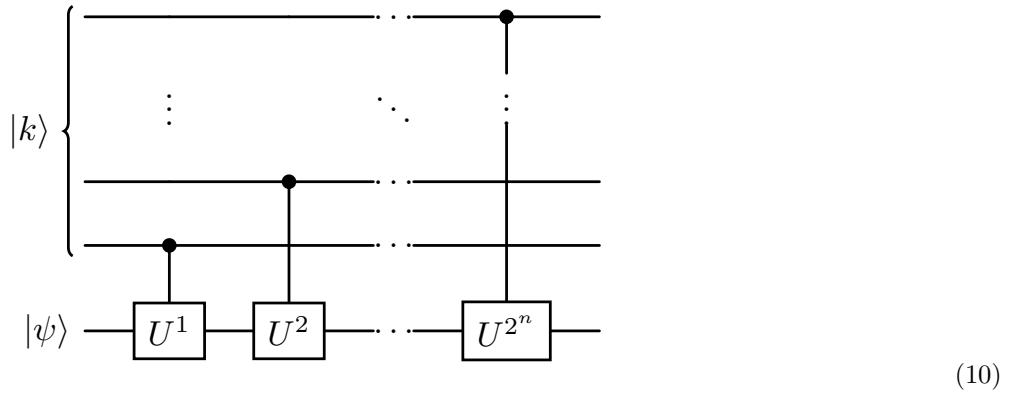
Zauważmy, że gdybyśmy znaleźli operator SEL' zachowujący się następująco:

$$SEL' |k\rangle |\psi\rangle = |k\rangle U^k |\psi\rangle$$

To umielibyśmy skonstruować cały układ:

$$|0\rangle_n |\psi\rangle \xrightarrow{H^{\otimes n} \otimes I} \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} |k\rangle |\psi\rangle \xrightarrow{SEL'} \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} |k\rangle U^k |\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \left(\sum_{k=0}^{2^n-1} e^{2\pi i \phi k} |k\rangle \right) |\psi\rangle \xrightarrow{QFT^\dagger \otimes I} |\phi\rangle |\psi\rangle$$

Okazuje się, że SEL' nie jest tak trudny do skonstruowania:

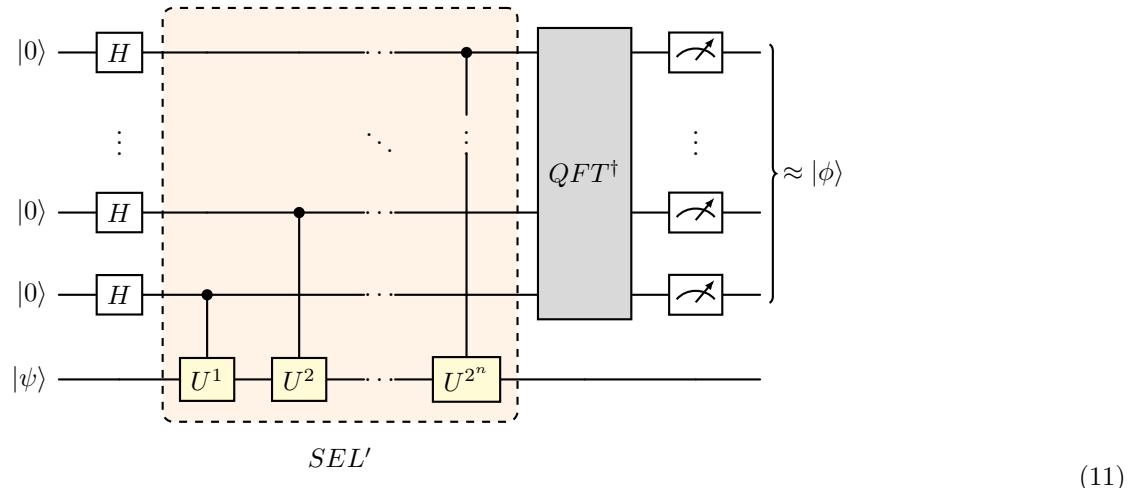


(10)

Jeśli przyjrzymy się ostatniemu kablowi i temu co do niego domażamy to dojdziemy do wniosku, że faktycznie układ spełnia swoje zadanie. Stan $|k\rangle$ odpowiada zapisowi binarnemu k , a zatem jeśli odpowiedni bit i będzie zapalony w k to

domnożymy do wyniku odpowiednią potęgę U^{2^i} .

Mamy już wszystko. Możemy zatem podziwiać końcowy układ w pełnej okazałości:

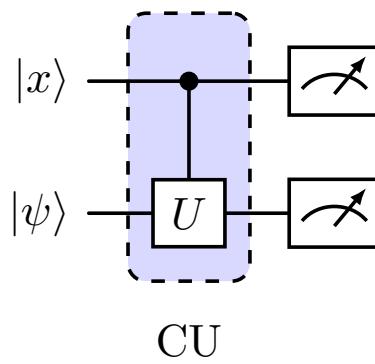


5.2 Phase kickback

Definicja

Phase kickback to sytuacja, w której kubity kontrolowane mają wpływ na kubity je kontrolujące.

Przykład. Rozważmy dowolną bramkę CU (controlled unitary):



Jest kontrolowana, czyli będzie się zachowywać następująco:

$$CU|0\rangle|\psi\rangle = |0\rangle|\psi\rangle$$

$$CU|1\rangle|\psi\rangle = |1\rangle U|\psi\rangle$$

Niech dodatkowo $|\psi\rangle$ będzie stanem własnym (eigenstate) U, czyli:

$$U|\psi\rangle = e^{2\pi i \phi} |\psi\rangle$$

dla pewnego ϕ . Ale uwaga, bo teraz jeśli popatrzymy dowolny stan $|x\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ to otrzymujemy:

$$\begin{aligned} CU|x\rangle|\psi\rangle &= CU[(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \otimes |\psi\rangle] = \alpha CU(|0\rangle|\psi\rangle) + \beta CU(|1\rangle|\psi\rangle) \\ &= \alpha|0\rangle|\psi\rangle + \beta e^{2\pi i \phi}|1\rangle|\psi\rangle = (\alpha|0\rangle + \beta e^{2\pi i \phi}|1\rangle)|\psi\rangle \end{aligned}$$

Jeśli przypatrzymy się wejściu i wyjściu dojdziemy do ciekawego wniosku - "wynikowy" stan $|\psi\rangle$ ma wpływ na wartość pierwszego kubitu.

Właśnie tego typu efekt rozumiemy przez *phase kickback*.

5.3 Hamiltonian simulations

Jak wszyscy dobrze pamiętamy równanie Schrödingera wygląda z grubsza tak:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle$$

gdzie $|\phi_t\rangle = |\phi(t)\rangle$. Niech $|\psi_0\rangle$ oznacza stan początkowy.

Zakładając, że $H(t) = H$ to rozwiązanie przedstawia się następująco:

$$|\psi_t\rangle = e^{-itH/\hbar} |\psi_0\rangle = U(t) |\psi_0\rangle$$

Czyli:

$$U(t) = e^{-iHt}$$

Chcielibyśmy wyznaczyć $U(t)$. Jednak problemem jest rozmiar H oraz fakt, że chcemy policzyć $e^{H \cdot \dots}$. Otóż H ma rozmiary $2^n \times 2^n$ co już dla dziesiątek kubitów daje olbrzymie macierze, z których jeszcze trzeba policzyć eksponens. Z tego powodu wystarczy nam wyznaczenie $U'(t) \approx U(t)$. Aby pokonać problemy obliczeniowe skorzystamy z faktu, że:

$$e^{-iHt} = \lim_{L \rightarrow \infty} \left(e^{-i\frac{t}{L}H_1} e^{-i\frac{t}{L}H_2} \right)^L$$

gdzie $H = H_1 + H_2$. Będziemy próbować tak ustalić H_1, H_2 , by łatwo dało się z nich policzyć \exp . Na nasze potrzeby $L < \infty$, więc będą występować błędy. Niech $\Delta t = \frac{t}{L}$. Wtedy zachodzą następujące zależności:

$$\begin{aligned} \|e^{-i\Delta t H} - e^{-i\Delta t H_1} e^{-i\Delta t H_2}\| &= \mathcal{O}(\Delta t^2) \\ \|e^{-itH} - e^{-itH_1} e^{-itH_2}\| &= \mathcal{O}\left(\frac{t^2}{L}\right) \end{aligned}$$

6 Algorytm Shor'a

6.1 Problem Simona

Problem

Dana jest czarna skrzynka w postaci funkcji $f : \{0, 1\}^n \rightarrow \{0, 1\}^m$, $m \geq n$. Mamy gwarancję, że istnieje wartość s , dla której:

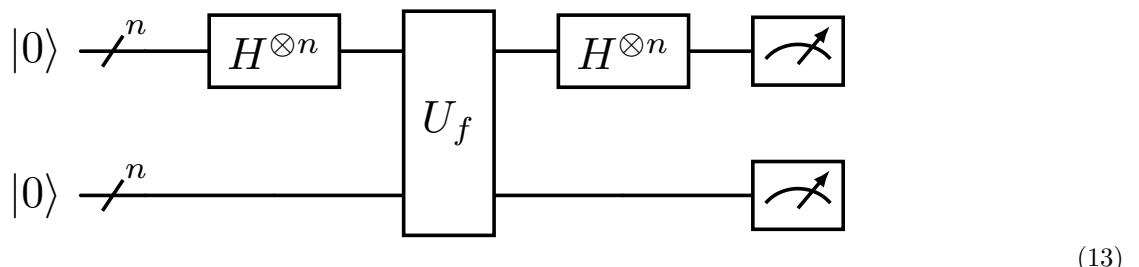
$$f(x) = f(x') \iff x = x' \oplus s$$

Zadaniem jest wyznaczenie wartości s .

Chcemy również wykonać możliwie mało ewaluacji funkcji f .

Klasyczne podejście polegałoby na ciągłym ewaluowaniu f i obserwowania, czy nie otrzymaliśmy uzyskanej już wcześniej wartości. Jednak mamy aż 2^n argumentów do sprawdzenia. Nawet uwzględniając paradoks urodzin, rozwiązanie będzie wymagało średnio $\mathcal{O}\sqrt{2^n}$ ewaluacji funkcji f .

My jednak zaprezentujemy algorytm kwantowy, który pozwoli wyznaczyć s z dużym prawdopodobieństwem, przy użyciu $\mathcal{O}(n)$ zapytań o funkcję f . Głównym elementem będzie następujący obwód:



Sam algorytm przedstawia się następująco:

1. Uruchom powyższy układ odpowiednią ilość razy, generując zbiór liniowo niezależnych wektorów bitowych y_1, \dots, y_{n-1} , **prostopadłych do s** .
2. Każde wygenerowane y_k spełnia $y_k \cdot s = 0$. Z tego układu równań wyznaczamy wartość s .

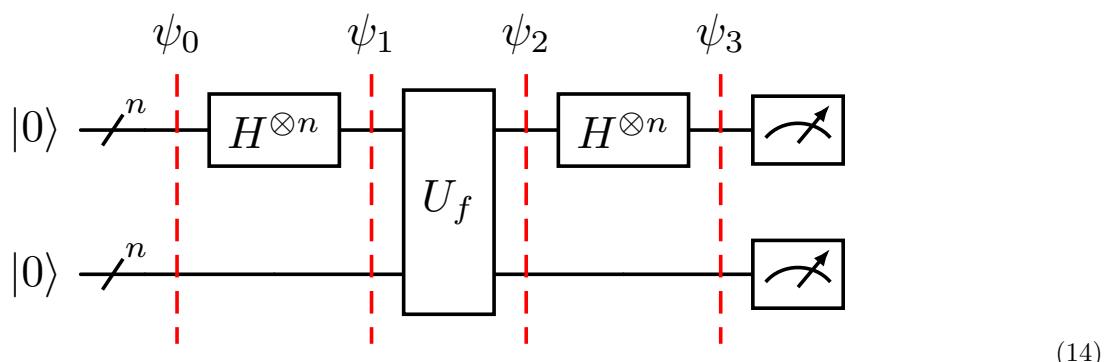
I to wszystko.

Pozostaje tylko kwestia, dlaczego to w ogóle działa. W tym celu pokażemy dwie rzeczy:

- (i) Każdy wektor wygenerowany przez układ jest prostopadły do s .
- (ii) Szansa, że wszystkie y_1, \dots, y_{n-1} są liniowo niezależne jest niemała.

Dowód. (i)

W tym celu musimy przeanalizować działanie układu krok po kroku:



- $|\psi_0\rangle = |0\rangle_n |0\rangle_n$
- Bramka Hadamarda działa tak:

$$H|0\rangle_n = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} |k\rangle$$

A więc:

$$|\psi_1\rangle = (H \otimes I_n) |\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} |k\rangle |0\rangle_n$$

- Wyrocznia U_f działa tak:

$$U_f |x\rangle |y\rangle = |x\rangle |y \oplus f(x)\rangle$$

Zatem:

$$|\psi_2\rangle = U_f |\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} |k\rangle |f(k)\rangle$$

- Hadamard działa też tak:

$$H |k\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{j=0}^{2^n-1} (-1)^{k \cdot j} |j\rangle$$

To daje nam

$$\begin{aligned} |\psi_3\rangle &= (H \otimes I_n) |\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{k=0}^{2^n-1} \left[\frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{j=0}^{2^n-1} (-1)^{k \cdot j} |j\rangle \right] |f(k)\rangle \\ &= \sum_{j=0}^{2^n-1} |j\rangle \left[\frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^{2^n-1} (-1)^{j \cdot k} |f(k)\rangle \right] \end{aligned}$$

A zatem prawdopodobieństwo zmierzenia danego stanu $|j\rangle$ jest równe:

$$\left\| \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^{2^n-1} (-1)^{j \cdot k} |f(k)\rangle \right\|^2$$

1) $s = 0$:

Wtedy mamy, że f jest bijekcją. Z tego mamy, że:

$$\left\| \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^{2^n-1} (-1)^{j \cdot k} |f(k)\rangle \right\|^2 = \frac{1}{4^n} \sum_{k=0}^{2^n-1} \|(-1)^{j \cdot k} |f(k)\rangle\|^2 = \frac{1}{4^n} \cdot 2^n = \frac{1}{2^n}$$

2) $s \neq 0$:

Wynika z tego, że $f(x_1) = f(x_2) = z$ dla pewnych x_1, x_2 oraz $z \in \text{range}(f)$. Czyli:

$$\left\| \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^{2^n-1} (-1)^{j \cdot k} |f(k)\rangle \right\|^2 = \left\| \frac{1}{2^n} \sum_{z \in \text{range}(f)} \left((-1)^{j \cdot x_1} + (-1)^{j \cdot x_2} \right) |z\rangle \right\|^2$$

Korzystamy z faktu, że $x_2 = x_1 \oplus s$:

$$\begin{aligned} &= \left\| \frac{1}{2^n} \sum_{z \in \text{range}(f)} \left((-1)^{j \cdot x_1} + (-1)^{j \cdot (x_1 \oplus s)} \right) |z\rangle \right\|^2 \\ &= \left\| \frac{1}{2^n} \sum_{z \in \text{range}(f)} \left((-1)^{j \cdot x_1} + (-1)^{j \cdot x_1 \oplus j \cdot s} \right) |z\rangle \right\|^2 \\ &= \left\| \frac{1}{2^n} \sum_{z \in \text{range}(f)} (-1)^{j \cdot x_1} \left(1 + (-1)^{j \cdot s} \right) |z\rangle \right\|^2 \end{aligned}$$

W tej postaci jest to łatwe do przeanalizowania:

- Jeśli $j \cdot s = 1$, to wyrażenie ewaluuje się do 0.
- Jeśli $j \cdot s = 0$, to wyrażenie (postępując w analogiczny sposób jak w 1), pamiętając, że $|\text{range}(f)| = 2^{n-1}$ jest równe $\frac{1}{2^{n-1}}$.

Czyli możemy zmierzyć tylko takie $|j\rangle$, dla których zachodzi $j \cdot s = 0$. □

Dowód. (ii)

Dane są wektory y_1, \dots, y_{n-1} . Jakie jest prawdopodobieństwo, że wszystkie są liniowo niezależne?

Wektorów prostopadłych do s jest 2^{n-1} . Wcześniej wyliczyliśmy też, że każdy z nich ma tą samą szansę bycia wylosowanym.

Zapytajmy się zatem dla każdego wektora y_k jaka jest szansa, że jest on liniowo niezależny z każdym z y_1, \dots, y_{k-1} .

Dla y_1 jedyna sytuacja, że wektor będzie liniowo zależny to gdy wylosuje się 000...0. Szansa na to wynosi $\frac{1}{2^{n-1}}$, czyli szansa że jest lin. niez. wynosi $1 - \frac{1}{2^{n-1}}$.

Dla y_2 zła sytuacja wystąpi wtedy, gdy wylosuje się 0 lub y_1 . Czyli szansa że y_2 będzie liniowo niezależny wynosi $1 - \frac{1}{2^{n-2}}$.

Kontynuując rozumowanie mamy, że y_i jest liniowo niezależne od poprzednich z prawd. $1 - \frac{1}{2^{n-i}}$. Zatem szansa, że wszystkie wektory są niezależne wynosi:

$$\prod_{i=1}^{n-1} \left(1 - \frac{1}{2^{n-i}} \right) = \prod_{k=1}^{n-1} \left(1 - \frac{1}{2^k} \right) \geq \prod_{k=1}^{\infty} \left(1 - \frac{1}{2^k} \right) \approx 0.289 \dots \geq \frac{1}{4}$$

Czyli nasz proces wybierania losowania kolejnych wektorów kończy się sukcesem w co najmniej $\frac{1}{4}$ przypadków. Czyli oczekiwana liczba powtórzeń do uzyskania sukcesu wynosi co najwyżej $1/\frac{1}{4} = 4 = \mathcal{O}(1)$. □

6.2 Algorytm Shora

Problem

Dana jest liczba n .

Zadaniem jest znalezienie nietrywialnego jej dzielnika d .

Sam algorytm składa się z dwóch części:

1. Klasycznej, sprowadzającej problem faktoryzacji do problemu znajdywania *rzędu*¹ w grupie multiplikatywnej.
2. Kwantowej, znajdującej ten rząd w zadowalającym czasie

Część klasyczna

W dalszej części będziemy zakładać, że N jest liczbą nieparzystą niebędącą potęgą liczby pierwszej.

Obserwacja. Aby sprawdzić czy N jest postaci p^k wystarczy przeiterować się po wszystkich sensownych k , tj. $k \leq \lg N$ (dla $k > \lg N$ mamy $\sqrt[k]{N} < 2$). Dla każdego takiego k znajdujemy $p' = \sqrt[k]{N}$ (np. wyszukiwaniem binarnym). Jeśli takowa liczba p' jest pierwsza (co sprawdzimy np. Millerem-Rabinem) to liczba N była postaci p^k dla $p \in \mathbb{P}$.

Wtedy algorytm Shora przedstawia się następująco:

1. Losujemy $a \in [2, N - 1]$
2. Wyliczamy $\gcd(a, N)$. Jeśli $\gcd(a, N) > 1$ to zwróć $d := \gcd(a, n)$
3. Wyznaczamy r takie, że $a^r \equiv 1 \pmod{N}$
Jeśli r jest nieparzyste, wróć do kroku 1.
4. Wyliczamy $d := \gcd(N, a^{r/2} + 1)$
Jeśli d jest trywialny, wróć do kroku 1.
5. Zwróć d

Okazuje się, że dla N niebędącego potęgą liczby pierwszej

Część kwantowa

Jedyną niewiadomą w algorytmie pozostaje kwestia jak szybko wyznaczać rząd danego elementu.

TODO

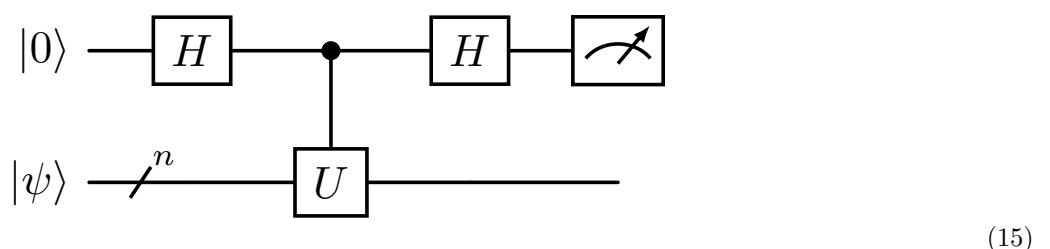
6.3 Test Hadamarda

Problem

Dany jest stan $|\psi\rangle$ oraz operator U . Naszym celem jest wyznaczenie $\text{Re} \langle \psi | U | \psi \rangle$.

Motywacją jest fakt, że często będziemy chcieli poznać jaką *dokładnie* liczbę zespoloną produkuje iloczyn skalarny $\langle \phi | \psi \rangle$. Można oczywiście bezpośrednio mierzyć kubity na wyjściu, ale nie da nam to pełnej informacji, gdyż mierzmy jedynie amplitudę prawdopodobieństwa.

Test Hadamarda umożliwia nam stworzenie zmiennej losowej o wartości oczekiwanej równej $\text{Re} \langle \psi | U | \psi \rangle$. Układ prezentuje się następująco:



Jeśli zmierzmy na wyjściu $|0\rangle$ to wypluwamy 1. Jeśli zmierzmy $|1\rangle$ to wypluwamy -1 .

Wtedy wartość oczekiwana na wyjściu jest równa dokładnie $\text{Re} \langle \psi | U | \psi \rangle$.

I Dowód. Przeanalizujmy co się kolejno dzieje w naszym układzie.

¹Rzędem elementu a w grupie $\text{mod } n$ nazywamy najmniejsze $r > 0$ takie, że $a^r \equiv 1 \pmod{n}$

Na wejściu mamy stan $|0\rangle|\psi\rangle$. Aplikujemy na górnym kablu Hadamarda, który działał tak:

$$H|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle), \quad H|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$$

Czyli u nas:

$$|0\rangle|\psi\rangle \xrightarrow{H \otimes I_n} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \otimes |\psi\rangle$$

Bramka U jest kontrolowana, czyli aplikuje się tylko dla $|1\rangle$ na kontrolującym kubicie:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \otimes |\psi\rangle \xrightarrow{CU} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \otimes |\psi\rangle + |1\rangle \otimes U|\psi\rangle)$$

Na końcu znowu aplikujemy Hadamarda:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \otimes |\psi\rangle + |1\rangle \otimes U|\psi\rangle) &\xrightarrow{H \otimes I_n} \frac{1}{2}((|0\rangle + |1\rangle) \otimes |\psi\rangle + (|0\rangle - |1\rangle) \otimes U|\psi\rangle) = \\ &= \frac{1}{2}(|0\rangle \otimes (|\psi\rangle + U|\psi\rangle) + |1\rangle \otimes (|\psi\rangle - U|\psi\rangle)) \\ &= \frac{1}{2}(|0\rangle \otimes (I + U)|\psi\rangle + |1\rangle \otimes (I - U)|\psi\rangle) \end{aligned}$$

Świętne, zatem prawdopodobieństwo otrzymania $|0\rangle$ to kwadrat ze współczynnika przy nim stojącego. W ogólności jeśli stoi tam wektor stanów $|\phi\rangle$ to prawdopodobieństwo wynosi $\langle\phi|\phi\rangle = |\phi\rangle^\dagger|\phi\rangle$. Zatem liczymy prawdopodobieństwo p_0 zmierzenia $|0\rangle$:

$$p_0 = \frac{1}{4}((I + U)|\psi\rangle)^\dagger(I + U)|\psi\rangle = \frac{1}{4}\langle\psi|(I + U^\dagger)(I + U)|\psi\rangle$$

Jeśli powtórzymy analogiczne rozumowanie do policzenia prawdopodobieństwa p_1 zmierzenia na wyjściu $|1\rangle$ to otrzymamy, że:

$$p_1 = \frac{1}{4}\langle\psi|(I - U^\dagger)(I - U)|\psi\rangle$$

I teraz gwóźdź programu: traktujemy każde zmierzzone $|0\rangle$ jako 1, a każde $|1\rangle$ jako -1 . Oznaczmy tą zmienną losową przez X . Z definicji wartości oczekiwanej mamy:

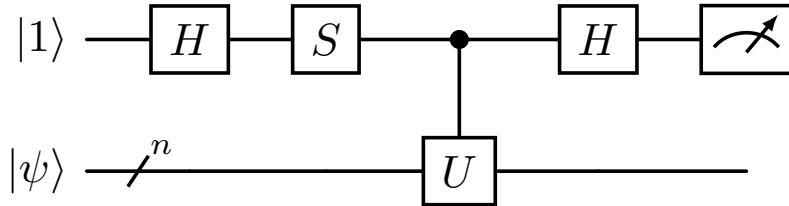
$$\begin{aligned} E[X] &= p_0 \cdot (1) + p_1 \cdot (-1) \\ &= \frac{1}{4}\langle\psi|(I + U^\dagger)(I + U) - (I - U^\dagger)(I - U)|\psi\rangle \\ &= \frac{1}{4}\langle\psi|[\cancel{I} + U + U^\dagger + \cancel{U^\dagger U} - \cancel{I} + U + U^\dagger - \cancel{U^\dagger U}]|\psi\rangle \\ &= \frac{1}{2}\langle\psi|(U + U^\dagger)|\psi\rangle = \frac{1}{2}\langle\psi|U|\psi\rangle + \frac{1}{2}(\langle\psi|U|\psi\rangle)^\dagger \end{aligned}$$

Ale zauważmy, że $\langle\psi|U|\psi\rangle = z \in \mathbb{C}$. Zatem $(\langle\psi|U|\psi\rangle)^\dagger = z^\dagger = \bar{z}$. Ale z własnością liczb zespolonych mamy, że $z + \bar{z} = 2 \operatorname{Re} z$. Zatem:

$$E[X] = \frac{1}{2}(z + \bar{z}) = \operatorname{Re} z$$

□

Co jednak, jeśli chcielibyśmy zmierzyć wartość $\operatorname{Im} \langle\psi|U|\psi\rangle$? Okazuje się, że możemy tego dokonać w analogiczny sposób, nieznacznie modyfikując układ:



(16)

gdzie $S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$ - Phase gate. Działa ona w następujący sposób:

$$S|0\rangle = |0\rangle, \quad S|1\rangle = i|1\rangle$$

Otrzymujemy zatem:

$$|1\rangle|\psi\rangle \xrightarrow{H \otimes I} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)|\psi\rangle \xrightarrow{S \otimes I} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - i|1\rangle)|\psi\rangle$$

Teraz postępujemy analogicznie jak wcześniej:

$$\begin{aligned} &\xrightarrow{CU} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - i|1\rangle U)|\psi\rangle \\ &\xrightarrow{H \otimes I} \dots = \frac{1}{\sqrt{2}}[|0\rangle(|\psi\rangle - iU|\psi\rangle) + |1\rangle(|\psi\rangle + iU|\psi\rangle)] \end{aligned}$$

Prawdopodobieństwo zmierzenia 0:

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{1}{4} \left(|\psi\rangle - iU|\psi\rangle \right)^\dagger \left(|\psi\rangle - iU|\psi\rangle \right) = \frac{1}{4} \left(\langle\psi| + iU^\dagger\langle\psi| \right) \left(|\psi\rangle - iU|\psi\rangle \right) \\ &= \frac{1}{4} \langle\psi| \left(I + iU^\dagger \right) \left(I - iU \right) |\psi\rangle \end{aligned}$$

Powtarzając to samo rozumowanie jak dla standardowej wersji testu i pamiętając, że dla $z \in \mathbb{C}$ mamy $(-iz) + (\overline{-iz}) = 2\operatorname{Im} z$ dostaniemy, że układ faktycznie w oczekiwaniu wypluwa $\operatorname{Im} z$.

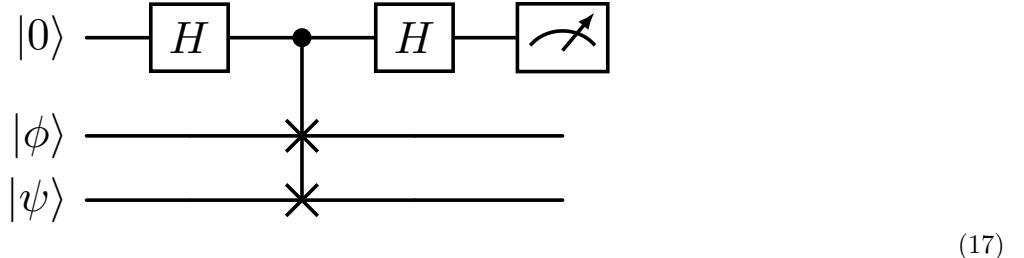
6.4 Test SWAP

Problem

Dane są dwa stany $|\phi\rangle$ oraz $|\psi\rangle$. Zadaniem naszym jest oszacowanie wartości $|\langle\phi|\psi\rangle|^2$.

Zauważmy, że test SWAP osiąga cel podobny do testu Hadamarda - pozwala nam ocenić, jak bardzo "podobne" są do siebie dwa stany $|\phi\rangle$ i $|\psi\rangle$.

Sam układ wygląda tak:



Główna bramka w nim występująca to kontrolowana bramka SWAP, która zamienia dwa dolne wejścia miejscami jeśli dostanie $|1\rangle$ na górnym kablu.

Jeśli każde zmierzzone $|0\rangle$ potraktujemy jako 1, a każde $|1\rangle$ jako -1 , to okaże się, że wartość oczekiwana takiej zmiennej losowej wynosi $|\langle\phi|\psi\rangle|^2$.

Dowód. Prześledźmy kolejne aplikacje bramek w naszym układzie:

$$\begin{aligned} |\phi\psi\rangle &\xrightarrow{H\otimes I\otimes I} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\phi\psi\rangle + |1\phi\psi\rangle) \xrightarrow{CSWAP} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\phi\psi\rangle + |1\psi\phi\rangle) \\ &\xrightarrow{X\otimes I\otimes I} \frac{1}{2}((|0\rangle + |1\rangle)|\phi\psi\rangle + (|0\rangle - |1\rangle)|\psi\phi\rangle) = \frac{1}{2}|0\rangle(|\phi\psi\rangle + |\psi\phi\rangle) + \frac{1}{2}|1\rangle(|\phi\psi\rangle - |\psi\phi\rangle) \end{aligned}$$

Liczymy prawdopodobieństwo p_0 uzyskania $|0\rangle$:

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{1}{4} \left(|\phi\psi\rangle + |\psi\phi\rangle \right)^\dagger \left(|\phi\psi\rangle + |\psi\phi\rangle \right) = \frac{1}{4} \left(\langle\psi\phi| + \langle\phi\psi| \right) \left(|\phi\psi\rangle + |\psi\phi\rangle \right) \\ &= \frac{1}{4} \left(\langle\psi\phi|\phi\psi\rangle + \langle\psi\phi|\psi\phi\rangle + \langle\phi\psi|\phi\psi\rangle + \langle\phi\psi|\psi\phi\rangle \right) \\ &= \frac{1}{4} \left(1 + |\langle\phi|\psi\rangle|^2 + |\langle\phi|\psi\rangle|^2 + 1 \right) \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} |\langle\phi|\psi\rangle|^2 \end{aligned}$$

gdzie $\langle\psi\phi|\psi\phi\rangle = \langle\phi\psi|\phi\psi\rangle = |\langle\phi|\psi\rangle|^2$ bierze się stąd:

$$\langle\psi\phi|\psi\phi\rangle = \langle\psi|\langle\phi|\psi\rangle|\phi\rangle = \langle\psi|\phi\rangle\langle\phi|\psi\rangle = (\langle\phi|\psi\rangle)^\dagger\langle\phi|\psi\rangle = |\langle\phi|\psi\rangle|^2$$

Z tego mamy, że prawdopodobieństwa p_1 otrzymania $|1\rangle$:

$$p_1 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} |\langle\phi|\psi\rangle|^2$$

Wprowadźmy teraz naszą zmienną losową X . Z prawdopodobieństwem p_0 otrzymujemy 1, a z prawd. p_1 dostajemy -1 . Pozostaje wyznaczyć $E[X]$:

$$E[X] = p_0 \cdot (1) + p_1 \cdot (-1) = \cancel{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} |\langle\phi|\psi\rangle|^2 - \cancel{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} |\langle\phi|\psi\rangle|^2 = |\langle\phi|\psi\rangle|^2$$

□

Lemat

Dla ustalonej prezycji ε zarówno test Hadamarda jak i test SWAP wymagają $N = \mathcal{O}(1/\varepsilon^2)$ prób.

Dowód. Bierze się to z faktu, że oba N razy próbują pewną zmienną losową, która zwraca jeden z możliwych wyników ze stałym prawdopodobieństwem p . Dla pojedynczej próby X_i wariancja $\operatorname{Var}[X_i]$ jest stała, tj. $\operatorname{Var}[X_i] = \mathcal{O}(1)$.

Każda próba jest niezależna od pozostałych, czyli dla $X = \frac{1}{N}(X_1 + \dots + X_N)$ mamy:

$$Var[X] = Var\left[\frac{1}{N}(X_1 + \dots + X_N)\right] = \frac{1}{N^2}Var[X_1 + \dots + X_N] = \frac{1}{N^2}\sum_{i=1}^N Var[X_i] = \frac{1}{N^2}\mathcal{O}(N) = \mathcal{O}\left(\frac{1}{N}\right)$$

A odchylenie standardowe $\sigma(X) = \sqrt{Var[X]} = \mathcal{O}\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right)$. Czyli chcąc $\sigma(X) \leq \varepsilon$ potrzebujemy:

$$\sigma(X) \leq \varepsilon \iff \mathcal{O}\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right) \leq \varepsilon \iff \mathcal{O}\left(\frac{1}{N}\right) \leq \varepsilon^2 \iff N = \mathcal{O}\left(\frac{1}{\varepsilon^2}\right)$$

□

6.5 Amplitude estimation

Okazuje się, że można lepiej niż $\mathcal{O}(1/\varepsilon^2)$.

7 Stabilizatory

Definicja

Wyróżniamy cztery **bramki Pauliego**:

$$X = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad Y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad Z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Zwane są też po prostu macierzami Pauliego. Mają parę ciekawych własności.

- Dwie różne bramki Pauliego, niebędące I , antykomutują, czyli:

$$XY = -YX, \quad XZ = -ZX, \quad YZ = -ZY$$

- Każda jest własną odwrotnością:

$$X^2 = Y^2 = Z^2 = I$$

Definicja

Grupą Pauliego dla pojedynczego kubitu nazywamy grupę

$$P_1 = \{\pm 1, \pm i\} \times \{X, Y, Z, I\}$$

Definicja działa również dla większej ilości kubitów:

$$P_n = \{\pm 1, \pm i\} \times \{X, Y, Z, I\}^{\otimes n}$$

Definicja

Mówimy, że operator unitarny U **stabilizuje** stan $|\psi\rangle$, jeśli $U|\psi\rangle = |\psi\rangle$.

Wtedy U nazywamy **stabilizatorem**.

Równoważnie można powiedzieć, że stan $|\psi\rangle$ jest **stabilizowany** przez operator U .

Definicja

Niech $|\psi\rangle$ to dowolny (określony) stan n -kubitowy.

Wtedy **grupa stabilizująca** G to podzbiór wszystkich P_n stabilizujących $|\psi\rangle$.

Definicja

Dla n -kubitów, mianem **grupy stabilizującej Pauliego** określamy grupę $G \leq P_n$, która:

- jest abelowa ($PQ \in G \iff QP \in G$)
- $-I^{\otimes n} \notin G$

Definicja

Wymiar grupy G definiujemy następująco:

$$\dim(G) := \log_2 |G| - 2$$

gdzie -2 bierze się z faktu, że nie wliczamy faz. Równoważnie wymiar to ilość generatorów danej grupy.

W szczególności $\dim(G) = k \in \mathbb{N}$ jest równoważne temu, że $|G| = 2^k$.

Ale przecież jeśli $G \leq P_n$, to z tw. Lagrange'a mamy, że $|G|$ dzieli $|P_n|$. Ale (z definicji) $P_n = 4^{n+1}$. Oznacza to, że zawsze $G = 2^k$, dla pewnego $k \in \mathbb{N}$.

Definicja

Bramką Cliffordą nazywamy bramkę kwantową U , dla której zachodzi:

$$UPU^{-1} \in P_n$$

dla każdego $P \in P_n$.

Przykłady.

- Bramka Hadamarda - ✓

Jest tak, gdyż:

$$HXH^\dagger = Z, \quad HYH^\dagger = -Y, \quad HZH^\dagger = X$$

A wszystkie wynikowe bramki oczywiście są Pauliego, czyli z definicji H jest bramką Cliffordą.

- Bramka S - ✓

Przypomnijmy, że $S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$. Wtedy:

$$SXS^\dagger = Y, \quad SYS^\dagger = -X, \quad SZS^\dagger = Z$$

- Bramka T - **X**

Przypomnijmy, że $T = P(\pi/4) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix}$. Ale mamy, że:

$$TXT^\dagger = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1+i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1-i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \frac{1+i}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1-i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1-i}{\sqrt{2}} \\ \frac{1+i}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}$$

Ale nie jest żadna z bramek Pauliego, więc T nie jest bramką Clifford'a.

Fakt. (1) $Cliff_n = \langle H, S, CX \rangle$.

Gdzie zapis $\langle \dots \rangle$ oznacza grupę/zbiór generowane przez zadane bramki.

Fakt. (2) Zbiór bramek $Cliff + T$ jest *uniwersalny*

Twierdzenie. (Gottesman-Knill)

Obwody kwantowe złożone tylko z bramek Clifford'a da się wielomianowo zasymulować na klasycznym komputerze.

8 Odporność na błędy

9 Pamięć kwantowa

10 Adiabatic QC

10.1 VQE

Definicja. barren plateaus

11 Zastosowania

Definicja. (Electronic Hamiltonian)

$$\hat{H}^{(el.)} = \sum_{ij\sigma} h_{ij} a_{i\sigma}^\dagger a_{j\sigma} + \sum_{ijk\sigma kl\tau} g_{ijkl} + a_{i\sigma}^\dagger a_{j\sigma} a_{k\tau}^\dagger a_{l\tau}$$

gdzie:

- $\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$ - spin index
- $p \in \{\uparrow, \downarrow\}$ - orbital index
- $\delta_{ij} = [i = j]$ - delta Diraca
- a oraz a^\dagger to *creation / annihilation operators*, czyli:

$$a^\dagger |0\rangle = |1\rangle$$
$$a |0\rangle = |0\rangle, \quad a |1\rangle = |0\rangle$$

Muszą zachodzić takowe własności:

$$[\hat{a}_{p\sigma}^\dagger, \hat{a}_{q\rho}]_+ = TODO$$

Fakt. Dla $|n_1, \dots, n_N\rangle, n_k \in \{0, 1\}$ zachodzi:

$$a_k^+ |n_1, \dots, n_N\rangle = (-1)^{\sum_{j < k} n_j} |n_1, \dots, n_k + 1, \dots, n_N\rangle$$

Definicja. (Transformacja Jordana-Wignera)

$$\hat{a}_{p\sigma} = \hat{a}_{\sigma N+p} = TODO$$

gdzie:

- σ_k^+ - creation operator, zdefiniowany jako $\sigma_k^+ = \frac{1}{2} (X_k - iY_k)$

$$U(t) = \exp(-i\hat{H}t/\lambda) \approx f(\frac{\hat{H}t}{\lambda})$$